

## АКУСТО-РЕЗОНАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ РАЗОГРЕВЕ

© 2022 г. Г. А. Алоян<sup>а</sup>, \*, Н. В. Коваленко<sup>б</sup>, И. В. Грищенко<sup>б</sup>, \*\*, А. В. Коняшкин<sup>б</sup>, О. А. Рябушкин<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Институтский переулок 9, Московская область, Долгопрудный, 141700 Россия

<sup>б</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
пл. Введенского 1, Московская область, Фрязино, 141190 Россия

\*e-mail: aloyan@phystech.edu

\*\*e-mail: ivan.grishchenko@phystech.edu

Поступила в редакцию 09.02.2022 г.

После доработки 04.05.2022 г.

Принята к публикации 26.05.2022 г.

Представлены экспериментальные результаты исследования эквивалентной температуры кристаллов кварца при наличии контролируемого линейного градиента термодинамической температуры. В условиях неоднородного разогрева эквивалентная температура кристаллов определялась по измерению частот собственных мод акустических резонансов на основании предварительной калибровки резонансных частот при однородном разогреве. Показано, что эквивалентная температура, определяемая таким образом, характеризует усредненную термодинамическую температуру кристалла. Проведено математическое моделирование неоднородного разогрева кристалла, в том числе лазерным излучением.

*Ключевые слова:* пьезоэлектрический резонанс, эквивалентная температура, акустические моды, градиент температуры, кристалл кварца

DOI: 10.31857/S0320791922050033

### ВВЕДЕНИЕ

Температура является одним из ключевых понятий термодинамики. Измерения температуры используются в различных областях физики – от астрономии (изучение реликтового излучения [1]) до атомной физики (лазерный термоядерный синтез [2]). Немалую роль измерение и контроль распределения температуры играет также и в изучении изменения климатических условий [3]. Определение температуры производят на основе измерения различных физических параметров, таких как излучательная способность, электрическое сопротивление, показатель преломления и др. Однако помимо проблем непосредственно измерения зависящих от температуры параметров необходимо правильно анализировать результаты измерений, особенно в условиях неоднородного распределения температуры.

В лазерной физике большое значение имеют измерение и контроль температуры оптических элементов в процессе взаимодействия с мощным лазерным излучением, в частности, при генерации и нелинейно-оптическом преобразовании

лазерного излучения. Для эффективного преобразования нелинейно-оптические кристаллы вырезают в направлении фазового синхронизма. Как правило, выбирают форму прямоугольного параллелепипеда или цилиндра. Для эффективного преобразования лазерное излучение накачки должно обладать рядом принципиальных характеристик, в частности, одномодовость, поляризация, высокая интенсивность, узкая ширина спектра и т.д. Неоднородное изменение температуры кристалла, обусловленное оптическим поглощением, снижает эффективность преобразования, так как нарушается условие согласования фаз взаимодействующих волн [4, 5], и вызывает другие эффекты, например, образование тепловой линзы [6]. Существенно неоднородный градиент температуры в кристалле обусловлен линейным и нелинейным поглощением взаимодействующих волн [7] при нелинейно-оптическом преобразовании частоты лазерного излучения, наличием дефектов [8] и может приводить к необратимому оптическому разрушению [9].

Существует множество различных способов измерения малых коэффициентов оптического поглощения диэлектрических материалов [10]. Стандартизованным методом является лазерная калориметрия [11]. В этом методе коэффициент оптического поглощения определяется на основе поиска соответствия экспериментально измеряемой кинетики температуры образца, взаимодействующего с лазерным излучением, с решением нестационарного уравнения теплопроводности [11]:

$$c_p \rho \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} - \nabla(\chi \nabla T(r, t)) = Q(r, t), \quad (1)$$

где для образца либо окружающего воздуха  $c_p$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $\chi$  – коэффициент теплопроводности,  $Q(r, t)$  – объемная плотность мощности источников и потерь тепла в образце.

Подчеркнем, что в уравнении (1) распределение температуры может быть неоднородным. Поэтому, в ряде случаев, необходимо учитывать анизотропию теплопроводности образца. Однако градиентом температуры можно пренебречь, сделав предположение, что теплопроводность исследуемого кристалла бесконечно велика. Для этого используется так называемое уравнение теплового баланса [12]:

$$\frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{\alpha l P}{mc} + H, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент оптического поглощения,  $l$  – размер образца вдоль направления распространения лазерного излучения,  $P$  – мощность лазерного излучения, сосредоточенного в образце,  $m$  – масса образца,  $H$  – слагаемое, описывающее конвективный теплообмен с окружающим воздухом, который определяется по закону Ньютона–Рихмана. Важно подчеркнуть, что при воздействии мощного лазерного излучения проявляются другие механизмы отвода тепла (например, за счет излучательной способности). Принципиально важно определить, в каких случаях возникает необходимость учитывать те или иные механизмы отвода тепла.

В случае сильного поглощения на поверхности по сравнению с объемом или лазерных пучков с малым диаметром по сравнению с геометрической апертурой образца в нем может возникнуть существенный градиент температуры, и условие однородности уже не будет выполнено. Для измерения температуры, как правило, используются внешние датчики, например, термопары или терморезисторы. При этом, находясь в контакте с исследуемым образцом, термодатчики неизбежно нарушают стационарное распределение температуры и дополнительно нагреваются за счет поглощения рассеянного излучения, что может

приводить к большим ошибкам измеряемых величин [13]. Избежать дополнительного нагрева можно при помощи изоляции датчиков от излучения, но при этом неизбежно ухудшается тепловой контакт с образцом, что вновь приводит к снижению точности измерения температуры.

В настоящей работе для исследования температуры кристаллов был использован метод пьезорезонансной лазерной калориметрии (ПРЛК) [14].

Традиционно пьезоэлектрический эффект находит применение в различных областях науки [15]. Так, на основе пьезоэлектрических материалов создают стандарты частоты (на основе кварцевого резонатора). На их основе разработаны также датчики давления. Помимо перечисленных применений пьезоэлектрический эффект можно использовать при создании эталонной плоской ультразвуковой волны, которая может быть использована для калибровки гидрофонов мегагерцового диапазона частот [16] и возбуждении волн Лэмба [17, 18]. Представляет также интерес исследование разнообразия акустических мод в пьезоэлектрических пластинах [19].

В настоящей работе предлагается использовать температурную зависимость частоты пьезоэлектрического резонанса для измерения и контроля температуры нелинейно-оптических кристаллов. Причем в случае пьезоэлектрических материалов акустические моды могут возбуждаться бесконтактно при приложении внешнего радиочастотного (РЧ) поля [20]. Пьезоэлектрический резонанс возникает, когда частота внешнего электрического поля соответствует частоте собственных акустических колебаний образца. Зависимость частот пьезоэлектрических резонансов от температуры, в первую очередь, обусловлена температурной зависимостью упругих постоянных материала [21].

Предварительно в условиях однородного нагрева образца проводится температурная калибровка резонансных частот. Было показано, что при однородном разогреве в первом приближении резонансные частоты  $Rf_i$  линейно зависят от температуры  $T$ . Таким образом, для резонансных частот могут быть определены пьезорезонансные термические коэффициенты  $K_i^{prt}$ :

$$K_i^{prt} = \frac{dRf_i}{dT}. \quad (3)$$

В случае неоднородного разогрева кристалла лазерным излучением мощности  $P$  изменение частот пьезоэлектрических резонансов можно отождествить с изменением эквивалентной температуры  $\Delta\Theta_{eq}$ :

$$\Delta\Theta_{\text{eq}}(P) = \frac{\Delta Rf_i(P)}{K_i^{\text{prt}}}. \quad (4)$$

Эквивалентная температура, измеряемая по сдвигу резонансных частот при неоднородном нагреве образца, вводится как температура, соответствующая некоторой однородной температуре, при которой пьезоэлектрические резонансы образца имеют точно такие же частоты. В данном методе в качестве датчика температуры используется непосредственно сам исследуемый образец, а пьезоэлектрические резонансы в нем возбуждаются бесконтактно за счет воздействия зондирующего РЧ поля. Также в случае материалов, не обладающих пьезоэлектрическими свойствами, возможно измерять локальную температуру их поверхности при помощи терморезонаторов [22] – пьезоэлектрических кристаллов малых размеров, расположенных на исследуемом образце, находящихся в хорошем тепловом контакте с ним и не поглощающих лазерное излучение. Бесконтактное возбуждение резонансов осуществляется внешним РЧ полем.

Метод ПРЛК также может быть использован для измерений коэффициентов оптического поглощения больших кристаллических буль [23], коэффициентов рассеяния излучения [24] и нелинейного поглощения [25] кристаллов.

Для правильного использования понятия эквивалентной температуры необходимо обоснование, подтверждающее, что она характеризует среднюю термодинамическую температуру исследуемого объекта. Для этого были проведены экспериментальные измерения эквивалентной температуры кристалла кварца в условиях контролируемого градиента температуры, а также математическое моделирование поведения акустических мод образца в условиях однородного разогрева и при неоднородном разогреве, в том числе, и лазерным излучением.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

Предварительные результаты математического моделирования [26] показали, что эквивалентная температура всегда лежит в интервале между минимальной и максимальной термодинамическими температурами кристалла. Однако в случае наличия существенного градиента температуры в образце эта оценка является достаточно грубой. В условиях неоднородного разогрева для правильной интерпретации измеряемой эквивалентной температуры необходимо принимать во внимание всю совокупность происходящих процессов – появление механических напряжений, температурно-индуцированное изменение показателя преломления, изменение пьезоэлектриче-

ских свойств и т.д. Вопрос правильной интерпретации эквивалентной температуры при наличии температурного градиента напрямую определяет точности измеряемых величин коэффициентов оптического поглощения и рассеяния.

Свободные колебания упругого твердого тела можно описать с помощью лагранжиана  $L$  [27], который после некоторых преобразований принимает вид:

$$L = \frac{1}{2}(\rho\omega^2 u_i u_i - c_{ijkl} S_{ij} S_{kl} + \epsilon_{ij} E_i E_j + 2e_{ijk} S_{ij} E_k), \quad (5)$$

где  $\rho$  – плотность,  $u_i$  – пространственное смещение точек среды,  $\omega$  – частота собственных акустических мод образца,  $c_{ijkl}$  – тензор упругих констант,  $S_{ij}$  – тензор деформации,  $\epsilon_{ij}$  – тензор диэлектрической проницаемости,  $E_i$  – напряженность электрического поля,  $e_{ijk}$  – пьезоэлектрический тензор.

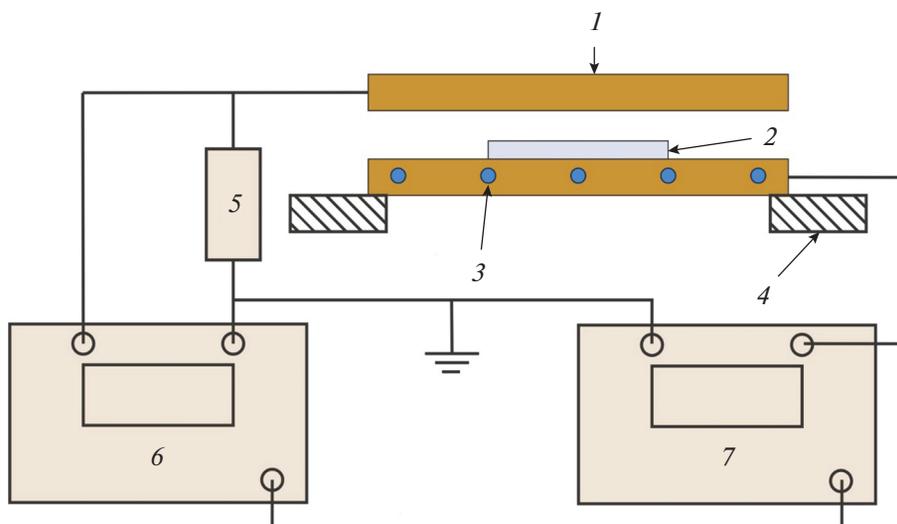
В лагранжиане (5) слагаемое  $c_{ijkl} S_{ij} S_{kl}$  описывает обобщенный закон Гука,  $\rho\omega^2 u_i u_i$  – кинетическую энергию колебательных степеней свободы,  $\epsilon_{ij} E_i E_j$  и  $e_{ijk} S_{ij} E_k$  описывают обратный и прямой пьезоэлектрический эффект соответственно. Это уравнение можно записать в матричном виде, а вариационный подход совместно с использованием метода Рэлея–Ритца может быть использован для решения задачи на собственные значения и определения частот собственных акустических мод образца  $\omega_i$ . Необходимо отметить, что все физические величины, входящие в этот лагранжиан, зависят от температуры. Наибольший вклад в изменение частот собственных мод образца вносят температурные зависимости упругих постоянных  $c_{ijkl}$ . Для определения частот собственных акустических мод образца в условиях градиента температуры необходимо согласованно решать уравнение для нахождения  $\omega_i$  и уравнение теплопроводности (1).

Математическая формулировка задачи: необходимо задать параметры образца и их температурные зависимости для нахождения акустических мод образца при создании линейного градиента температуры, а также при неоднородном разогреве лазерным излучением.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Блок-схема экспериментальной установки для исследования эквивалентной температуры пьезоэлектрических кристаллов в условиях управляемого градиента температуры приведена на рис. 1.

Кристалл  $\alpha$ -кварца (далее – кварц) в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами  $3 \times 3 \times 40$  мм (вырезан вдоль кристаллографических осей, размер вдоль оси  $c$  – 40 мм) был поме-



**Рис. 1.** Упрощенная блок-схема экспериментальной установки для измерения эквивалентной температуры пьезоэлектрических кристаллов в условиях управляемого градиента температуры: 1 – медные электроды, 2 – исследуемый кристалл кварца, 3 – терморезистор, 4 – элемент Пельтье, 5 – нагрузочный резистор, 6 – синхронный детектор, 7 – радиочастотный генератор.

шен между двумя медными электродами, образующими конденсатор. Ширина пластин составляла 10 мм, длина 130 мм, расстояние между ними 10 мм. Результаты математического моделирования показали, что электрическое поле в конденсаторе с кристаллом достаточно однородно. Собственные моды образца возбуждались приложением переменного напряжения к конденсатору от РЧ генератора. Отклик образца определялся по измеренному синхронным детектором падению напряжения на нагрузочном резисторе, соединенном последовательно с конденсатором. Амплитуда и разность фаз сигнала с синхронного детектора считывались в автоматическом режиме при помощи разработанного программного обеспечения. Значение частоты рассматриваемого пьезоэлектрического резонанса определялось по минимуму фазы напряжения на нагрузочном резисторе. Два элемента Пельтье с металлическим покрытием были припаяны к нижнему электроду с противоположных сторон для создания контролируемого температурного градиента. Величина градиента контролировалась при помощи терморезисторов, находящихся в тепловом контакте с нижним электродом. Один из терморезисторов находился посередине образца, два вблизи торцов, еще два над элементами Пельтье. Исследуемый образец находился в хорошем тепловом контакте с нижним электродом.

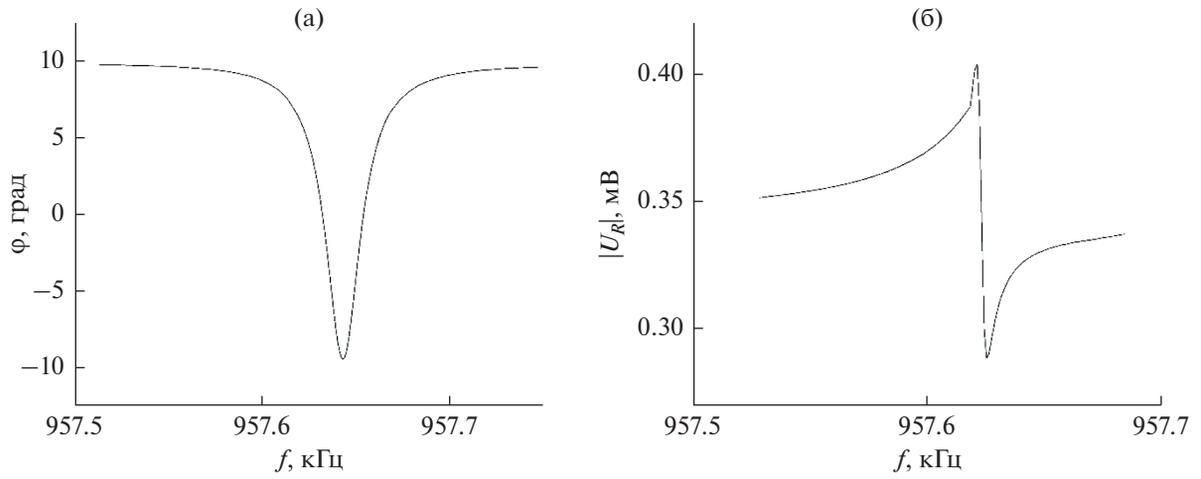
Ранее было отмечено, что для корректного измерения кинетики температуры образцов при лазерном разогреве необходимо использовать электроды малых размеров для бесконтактного воз-

буждения резонансов с целью уменьшения влияния рассеянного излучения. Так как в настоящей работе не производился разогрев кристалла лазерным излучением, для обеспечения хорошего теплового контакта образец помещался в центре медной пластины, являющейся одной из обкладок конденсатора. В данной конфигурации возможно возбуждение только некоторых мод образца.

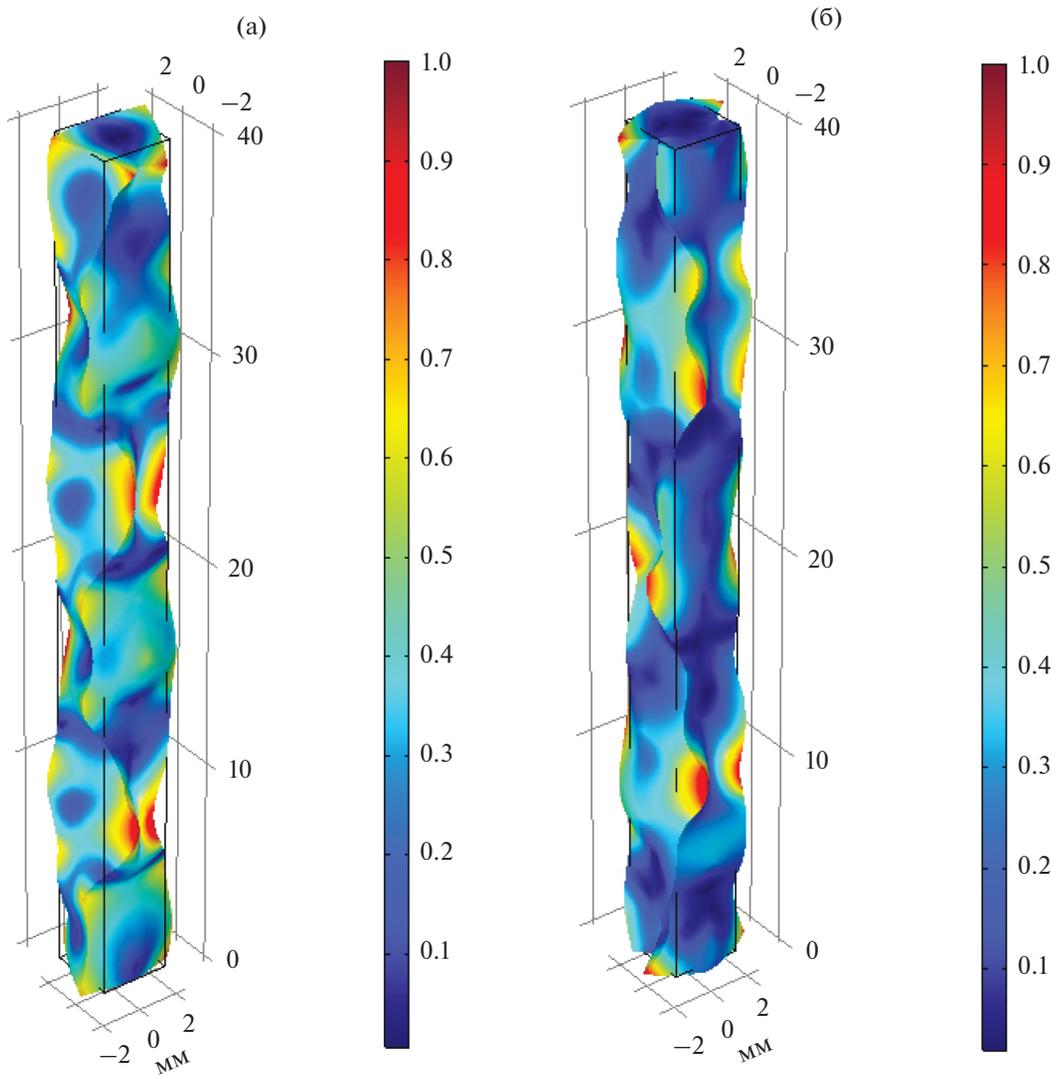
## РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проведения измерений были выбраны 5 пьезоэлектрических резонансов на частотах (при температуре 293 К):  $Rf_1 = 149.547$  кГц,  $Rf_2 = 517.329$  кГц,  $Rf_3 = 755.123$  кГц,  $Rf_4 = 957.643$  кГц и  $Rf_5 = 1283.683$  кГц. На рис. 2 приведены характерные зависимости фазы  $\varphi$  и амплитуды  $|U_R|$  напряжения на нагрузочном резисторе вблизи пьезоэлектрического резонанса  $Rf_4$ .

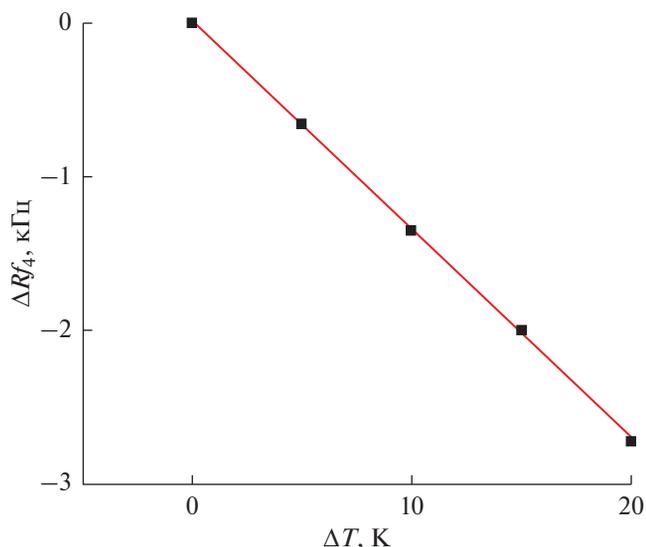
Для нахождения частот собственных колебаний образца использовался метод Рэлея–Ритца [27]. При математическом моделировании акустических мод кристалла кварца размерами  $3 \times 3 \times 40$  мм были получены моды на близких частотах 149.745, 516.182, 754.752, 954.459 и 1280.348 кГц. Для моделирования использовались физические параметры кварца, представленные в работе [28]. Отличие от экспериментально наблюдаемых мод связано с противоречивыми данными, представленными в мировой литературе (значения упругих постоянных отличаются не только абсолютными значениями, но и, в некоторых случаях, знаками) [29, 30]. На рис. 3 представлены результаты модели-



**Рис. 2.** Характерные зависимости (а) – фазы  $\varphi$  и (б) – амплитуды  $|U_R|$  напряжения на нагрузочном резисторе вблизи пьезоэлектрического резонанса с частотой  $Rf_4$  (при температуре 293 К).



**Рис. 3.** Результаты моделирования распределения колебаний точек среды для мод с частотами (а) –  $Rf_3$  и (б) –  $Rf_4$ .



**Рис. 4.** График зависимости изменения резонансной частоты  $Rf_4$  от температуры образца при однородном разогреве. Экспериментальные данные (обозначены квадратами) аппроксимированы прямой.

рования — нормированные распределения амплитуд смещений точек среды для мод с частотами  $Rf_3$  и  $Rf_4$ .

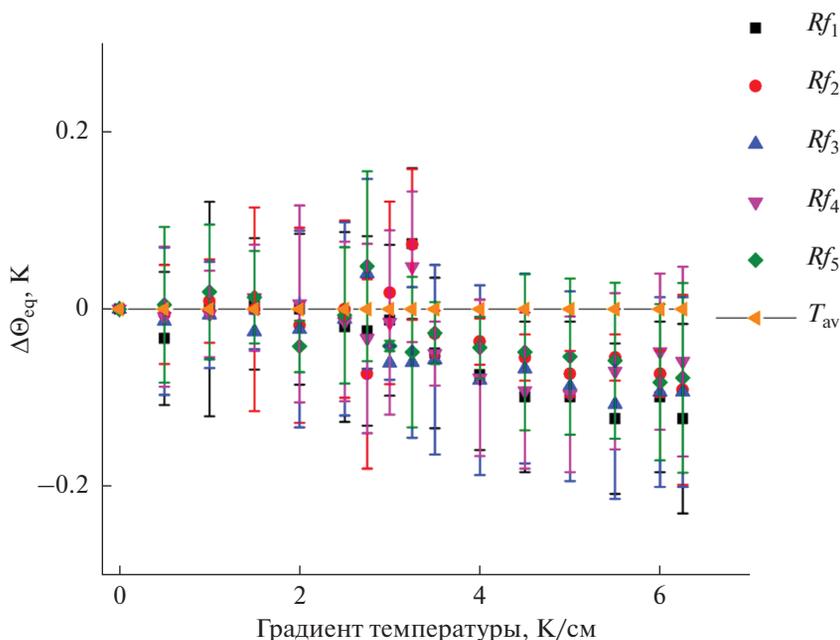
Для представленных пьезоэлектрических резонансов кристалла проводилась температурная калибровка в условиях однородного разогрева.

На рис. 4 представлен график зависимости изменения резонансной частоты от температуры образца при однородном разогреве для моды с частотой  $Rf_4$ . Точками обозначены экспериментальные данные, линией — аппроксимация экспериментальной зависимости.

Отметим, что в статье [31] показано, что отклонение от линейной зависимости частот собственных мод происходит при температуре около  $300^\circ\text{C}$ . В настоящей работе температура кварца не превышала  $50^\circ\text{C}$ .

Далее в кристалле создавался линейный градиент температуры таким образом, чтобы средняя термодинамическая температура кристалла оставалась постоянной (см. рис. 5). При создании линейного градиента температуры в образце значения изменения эквивалентной температуры кристалла определялись по частотам пьезоэлектрических резонансов  $Rf_1$ – $Rf_5$ . Отклонения значений эквивалентной температуры от средней температуры образца при различных градиентах приведены на рис. 5. Среднее значение температуры кристалла составляло  $298 \text{ К}$ .

В результате экспериментов было показано, что эквивалентная температура даже при наличии градиента температуры в образце находится в хорошем соответствии со средней термодинамической температурой образца. Аналогичное соответствие было получено при численном моделировании частот собственных акустических мод в



**Рис. 5.** График зависимости экспериментально измеренного отклонения эквивалентной температуры образца, определенной по различным пьезоэлектрическим резонансам, от средней термодинамической температуры при различных градиентах.

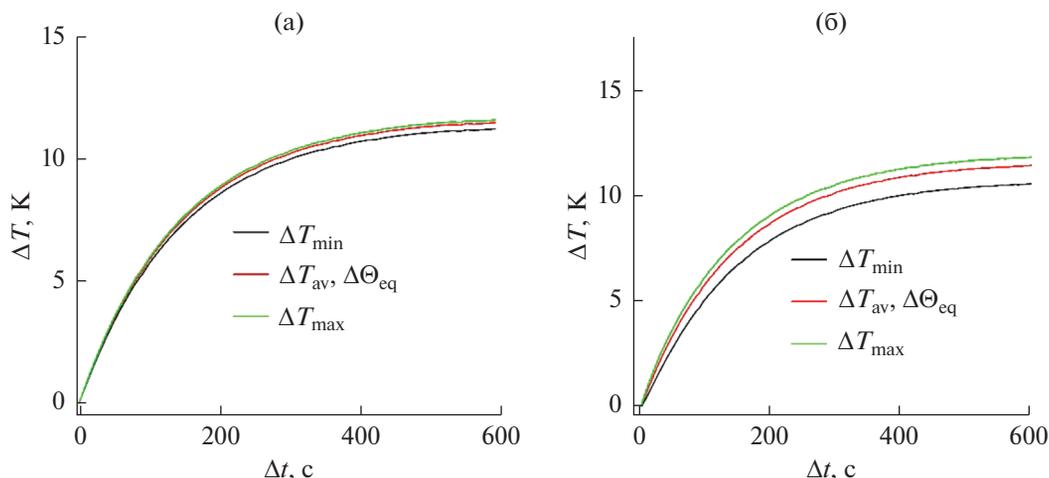


Рис. 6. График зависимостей минимальной, максимальной, средней и эквивалентной температур образца при его разогреве лазерным излучением мощностью 100 Вт при диаметрах луча (а) – 1 и (б) – 0.1 мм.

присутствии градиента температуры. Увеличение отклонения средней температуры от эквивалентной для больших градиентов вызвано ошибкой определения средней температуры образца в таких условиях. В этих случаях требуется прецизионная температурная калибровка резонансных частот образца в условиях однородного разогрева и более точный контроль распределения температуры в образце в условиях теплообмена с окружающим воздухом.

Из зависимости, представленной на рис. 5, можно заключить, что теоретические значения изменения усредненной термодинамической температуры и эквивалентной температуры находятся в хорошем соответствии друг с другом. Следовательно, можно сделать вывод, что экспериментально измеряемые кинетики эквивалентной температуры при разогреве образцов лазерным излучением корректно описывают изменение термодинамической температуры.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Было проведено численное моделирование разогрева лазерным излучением кристалла кварца в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами  $3 \times 3 \times 40$  мм. Изменение термодинамической температуры исследуемого образца определялось на основании решения уравнения (1). При расчетах учитывалась анизотропия параметров материала, в частности, теплопроводности образца. Мощность источника излучения составляла 100 Вт (при этом, из-за многократного отражения излучения от торцов кристалла, такая же величина мощности сосредоточена внутри образца). Профиль пучка являлся гауссовым, луч нор-

мально падал на торец ( $3 \times 3$  мм) кристалла. Коэффициент поглощения составлял  $10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . На рис. 6 представлены графики зависимостей изменений минимальной ( $\Delta T_{\min}$ ), максимальной ( $\Delta T_{\max}$ ), средней ( $\Delta T_{\text{av}}$ ) и эквивалентной ( $\Delta \Theta_{\text{eq}}$ ) температур образца при разогреве лазерным излучением с диаметром луча 1 и 0.1 мм. Кинетики, соответствующие средней и эквивалентной температуре, совпадают.

Из графика, представленного на рис. 6, можно заключить, что значения изменения средней термодинамической температуры, как и эквивалентной температуры, находятся между максимальной и минимальной температурами образца, а кинетика изменения эквивалентной температуры, определенной по всем резонансам  $Rf_1 - Rf_5$ , полностью совпадает с кинетикой средней термодинамической температуры. Из этого можно заключить, что метод ПРЛК, предназначенный для прецизионного измерения малых коэффициентов оптического поглощения и рассеяния, позволяет корректно измерять изменение средней температуры облучаемого образца, а следовательно, и сами коэффициенты.

## ВЫВОДЫ

Результаты данной работы экспериментально и теоретически подтверждают, что измеряемым частотам собственных акустических мод образца при наличии в нем градиента температуры можно всегда поставить в соответствие характерные значения частот этих мод, измеренные в условиях однородного распределения температуры в образце. Это доказывает, что при наличии градиента температуры в образце его эквивалентная тем-

пература соответствует средней по объему термодинамической температуре. Следовательно, даже при наличии сильных температурных градиентов в исследуемых образцах понятие эквивалентной температуры может быть использовано для измерения малых коэффициентов оптического поглощения и рассеяния образцов произвольной формы и размеров, а также для измерения температуры поверхности оптических элементов, взаимодействующих с мощным лазерным излучением, при помощи пьезоэлектрических терморезонаторов. Ошибка измеренной эквивалентной температуры образца определяется, главным образом, точностью калибровки частот пьезоэлектрических резонансов в условиях однородного разогрева.

Работа выполнена в рамках темы госзадания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Danese L., De Zotti G.* The relic radiation spectrum and the thermal history of the Universe // *La Rivista del Nuovo Cimento*. 1977. V. 7. P. 277–362.
2. *Slivinsky V.W., Ahlstrom H.G., Tirsell K.G., Larsen J., Glaros S., Zimmerman G., Shay H.* Measurement of the ion temperature in laser-driven fusion // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 35. P. 1083
3. *Menne M.J., Williams C.N., Gleason B.E., Rennie J.J., Lawrimore J.H.* The global historical climatology network monthly temperature dataset, version 4 // *J. Climate*. 2018. V. 31. P. 9835–9854.
4. *Louchev O.A., Yu N.E., Kurimura S., Kitamura K.* Nanosecond pulsed laser energy and thermal field evolution during second harmonic generation in periodically poled LiNbO<sub>3</sub> crystals // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 98. P. 113103.
5. *Sahm A., Uebernickel M., Paschke K., Erbert G., Tränkle G.* Thermal optimization of second harmonic generation at high pump powers // *Opt. Expr.* 2011. V. 19. P. 23029–23035.
6. *Foster J.D., Osterink L.M.* Thermal effects in a Nd:YAG laser // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. P. 3656–3663.
7. *Girisun T.S., Dhanuskodi S.* Linear and nonlinear optical properties of tris thiourea zinc sulphate single crystals // *Cryst. Res. Technol: J Exp. Industr. Crystallography*. 2009. V. 44. P. 1297–1302.
8. *Moriya K.* Light scattering from defects in crystals: Scattering by dislocations // *Philosoph. Magaz.* B. 1991. V. 64. P. 425–445.
9. *Маненков А.А., Прохоров А.М.* Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // *Успехи физ. наук*. 1986. Т. 148. С. 179–211.
10. *Hordvik A.* Measurement techniques for small absorption coefficients: recent advances // *Appl. Opt.* 1977. V. 16. P. 2827–2833.
11. ISO 11551: Test method for absorptance of optical laser components. 2003.
12. *Willamowski U., Ristau D., Welsch E.* Measuring the absolute absorptance of optical laser components // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 8362–8370
13. *Bezanson F., Mangin J., Strimer P., Maglione M.* Accurate determination of the weak optical absorption of piezoelectric crystals used as capacitive massive bolometers // *IEEE J. Quant. Electron.* 2001. V. 37. P. 1396–1400.
14. *Грищенко И.В., Стирманов Ю.С., Коняшкин А.В., Рябушкин О.А.* Исследование влияния ионной проводимости на коэффициент оптического поглощения кристаллов трибората лития при воздействии высокоинтенсивного непрерывного лазерного излучения // *Опт. Спектр*. 2020. Т. 128. С. 1258–1263.
15. *Зеленка И.* Пьезоэлектрические резонаторы на объемных и поверхностных акустических волнах. М.: Мир, 1990. 584 с.
16. *Крохмаль А.А., Николаев Д.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А.* Создание эталонной плоской ультразвуковой волны в жидкости с помощью плоского пьезоэлектрического преобразователя большого волнового размера // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. С. 475–488.
17. *Anisimkin V.I., Verona E., Kuznetsova A.S., Osipenko V.A.* Acoustic wave propagation along piezoelectric plate coated with piezoelectric films // *Acoust. Phys.* 2019. V. 65. P. 171–177.
18. *Квашнин Г.М., Сорокин Б.П., Бурков С.И.* Возбуждение поверхностных акустических волн и волн Лэмба на СВЧ в пьезоэлектрической слоистой структуре на основе алмаза // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. С. 45–54.
19. *Анисимкин В.И., Воронова Н.В.* Особенности генерации нормальных акустических волн высших порядков в тонких пьезоэлектрических пластинах // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. С. 3–7.
20. *Ryabushkin O.A., Myasnikov D.V., Konyashkin A.V., Tyrtushnyy V.A.* Piezoelectric resonance calorimetry of nonlinear-optical crystals under laser irradiation // *Proc. SPIE*. 2013. V. 8847. P. 88470Q-1.
21. *Varshni Y.P.* Temperature dependence of the elastic constants // *Phys. Rev. B*. 1970. V. 2. P. 3952–3958.
22. *Kovalenko N.V., Aloian G.A., Konyashkin A.V., Ryabushkin O.A.* Equivalent surface temperature of optical elements interacting with laser irradiation // *KnE Energy*. 2018. V. 2018. P. 32–37.
23. *Aloian G., Kovalenko N., Shebarshina I., Konyashkin A., Ryabushkin O.* Absorptance testing of massive nonlinear optical crystal boules of polyhedron shape // *Nonlin. Opt. Applic.* 2018. V. 10684. P. 106841N.
24. *Demkin A.S., Nikitin D.G., Ryabushkin O.A.* Changing of optical absorption and scattering coefficients in nonlinear-optical crystal lithium triborate before and after interaction with UV-radiation // *Proc. SPIE*. 2016. V. 9894. P. 98941U.
25. *Vershinin O.I., Konyashkin A.V., Ryabushkin O.A.* Anisotropy of nonlinear optical absorption of LBO crystals at 355 nm // *Opt. Lett.* 2018. V. 43. P. 58–61.

26. *Ryabushkin O.A., Myasnikov D.V., Konyashkin A.V.* Novel method for identification of intrinsic vibration modes in piezoelectric crystals // *J. Phys.: Conf. Series.* 2014. V. 510. P. 012036.
27. *Migliori A., Sarrao J.L.* Resonant Ultrasound Spectroscopy. New York: John Wiley and Sons Inc, 1997. 201 p.
28. *Ogi H., Ohmori T., Nakamura N., Hirao M.* Elastic, anelastic, and piezoelectric coefficients of  $\alpha$ -quartz determined by resonance ultrasound spectroscopy // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 100. P. 053511.
29. *Labéguerie P., Harb M., Baraille I., Rérat M.* Structural, electronic, elastic, and piezoelectric properties of  $\alpha$ -quartz and MXO<sub>4</sub> (M = Al, Ga, Fe; X = P, As) isomorph compounds: A DFT study // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81(4). P. 045107.
30. *Calderon E., Gauthier M., Decremps F., Hamel G., Syfosse G., Polian A.* Complete determination of the elastic moduli of  $\alpha$ -quartz under hydrostatic pressure up to 1 GPa: an ultrasonic study // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2007. V. 19. P. 436228.
31. *Ohno I., Harada K., Yoshitomi C.* Temperature variation of elastic constants of quartz across the  $\alpha$ - $\beta$  transition // *Phys Chem. Minerals.* 2006. V. 33. P. 1–9.